

УДК 621.396.98: 629.783109

НАКЛОН ФРОНТА В ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ И ЭФФЕКТИВНАЯ ТОЛЩИНА СЛОЯ СРЕДНЕМАСШТАБНЫХ ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Ю. П. Федоренко, В. Н. Федоренко, В. Л. Дорохов

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,

пл. Свободы, 4, Харьков, 61077, Украина

E-mail: FedorenkoYP@Mail.ru

Поступила в редакцию 16 декабря 2010 г.

На основе радиопросвечивания ионосферы в диапазоне географических широт $\sim 66 - 33^\circ\text{N}$ сигналами низкоорбитных навигационных ИСЗ, проведенного в течение 23 лет, установлено: эффективная толщина слоя, в котором обнаруживаются среднемасштабные перемещающиеся ионосферные возмущения, составляет около 50 км, продольная ось этого слоя находится на высоте основного максимума ионизации при всех состояниях солнечной активности; для возмущений, порожденных одним и тем же возмущающим источником, пространственный горизонтальный масштаб возмущений линейно возрастает с уменьшением географической широты, его минимальное значение превышает ~ 150 км; появляемость исследуемых возмущений не зависит от времени суток и магнитной активности, одинакова зимой, летом и в равноденствие, в среднем составляла 87%, возрастала от $\sim 50\%$ в 1987 г. до $\sim 98\%$ в 2010 г. Разработан метод определения угла наклона фронта этих возмущений в вертикальной плоскости и направления их перемещения. Показано, что по углу наклона можно оценить расстояние до источника инициирующего возмущения. В большинстве случаев возмущения перемещались с севера на юг, упомянутые углы наклона находились в диапазоне $20 - 75^\circ$ и, как правило, возрастали при уменьшении географической широты.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: среднемасштабные перемещающиеся ионосферные возмущения, радиопросвечивание ионосферы, когерентные радиоволны, низкоорбитные навигационные ИСЗ, появляемость возмущений, угол наклона фронта возмущений в вертикальной плоскости, толщина слоя возмущений, высота расположения продольной оси, магнитная и солнечная активности.

На основі радіопросвічування іоносфери в діапазоні географічних широт $\sim 66 - 33^\circ\text{N}$ сигналами навігаційних ІСЗ, яке виконане протягом 23 років, встановлено: ефективна товщина шару, в якому спостерігаються середньомасштабні іоносферні збурення, що переміщуються, дорівнює близько 50 км, подовжня вісь цього шару знаходиться на висоті основного максимуму іонізації при всіх рівнях сонячної активності; для збурень, що породжені від одного й того ж джерела, просторовий горизонтальний масштаб збурення лінійно зростає зі зменшенням географічної широти, його мінімальне значення перевищує ~ 150 км; частота спостереження досліджуваних збурень не залежить від часу доби та магнітної активності, однакова взимку, влітку й у рівнодення, у середньому складала 87%, зростала від $\sim 50\%$ у 1987 р. до $\sim 98\%$ у 2010 р. Розроблений метод визначення кута нахилу фронту цих збурень у вертикальній площині та напрямку їхнього пересування. Показано, що за кутом нахилу можна оцінити відстань до джерела ініціюючого збурення. У більшості випадків збурення переміщалися з півночі на південь, згадані кути нахилу знаходилися у діапазоні $20 - 75^\circ$ і, як правило, зростали при зменшенні географічної широти.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: середньомасштабні іоносферні збурення, що переміщуються, радіопросвічування іоносфери, когерентні радіохвилі, низькоорбітні навігаційні ІСЗ, частота спостереження збурень, кут нахилу фронту збурень у вертикальній площині, товщина шару виявлення збурень, висота розташування подовжньої осі, магнітна та сонячна активності.

Based on beacon sounding the ionosphere using coherent signals of low-orbiting navigation satellites on range of geographical latitudes $\sim 66 - 33^\circ\text{N}$ in the course of 23 years, it was determined: the effective thickness of the layer of detection of the medium-scale traveling ionospheric disturbances equal about 50 km, the longitudinal axis of this layer located at the height of the basic maximum of ionization at all states of solar activity; for the disturbances generated by the same source locations a space horizontal scale of disturbance linearly increases with geographical latitude decrease, its minimum value exceeds ~ 150 km; occurrence the disturbances does not depend of the time of days and magnetic activity, it is identical in the winter, in the summer and in an equinox, on the average makes 87 %, increased from $\sim 50\%$ in 1987 year to $\sim 98\%$ in 2010 year. It was developed the method of definition of the angle of front tilt of these disturbances in a vertical plane and directions of their propagation. It was shown that on the angle of front tilt it is possible to estimate the distance to a source of initial disturbance. In most cases disturbances moves from the north on the south, the mentioned angles of front tilt were on range $20 - 75^\circ$ and, as a rule, increased at reduction of geographical latitude.

KEYWORDS: medium-scale moving traveling ionospheric disturbances, beacon sounding the ionosphere, coherent radio-waves, low-orbiting navigation satellites, appearances the disturbances, the angle of front tilt of the disturbances in a vertical plane, a thickness of a layer of detection a disturbances, a height of locating of the longitudinal axis, magnetic and solar activity.

ВВЕДЕНИЕ

Перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ) обнаружены в 1946 г. [1]. Первый их исследователь высказал предположение о том, что наблюдаемые возмущения – это отклик ионосферы на распространение в ней волн давления. Позже было установлено, что такими волнами являются акустико-гравитационные волны (АГВ), распространяющиеся в нейтральной атмосфере. Интерес к АГВ-ПИВ обусловлен их сильным влиянием на распространение радиоволн различных диапазонов и тем, что они играют *основную* роль в глобальном перераспределении энергии, получаемой атмосферой через магнитосферу от солнечного ветра. Помимо большого научного значения, изучение АГВ-ПИВ важно для решения прикладной задачи – разработки глобальной полуэмпирической модели АГВ-ПИВ, предназначенной для оперативного расчёта не только амплитудных, но и фазовых характеристик этих возмущений *в реальном* масштабе времени (в текущий момент времени) и их прогноз.

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы по данным спутникового радиопросвечивания разработать метод определения наклона фронта ПИВ в вертикальной плоскости, определить наиболее вероятную толщину слоя их обнаружения и предложить метод оценки широты источника возмущений естественного происхождения.

В наших экспериментальных исследованиях параметры ПИВ получены при помощи радиопросвечивания ионосферы когерентными радиоволнами, излучаемыми с борта навигационных низкоорбитных ИСЗ серии «Цикада» и «Цикада-М» (Россия). У этих ИСЗ практически круговая орбита с высотой около 1000 км и наклоном плоскости орбиты в 83° . Измерительный пункт (ИП) находился на радиофизической обсерватории (РФО) Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина с географическими координатами: $\varphi_0 = 49,63^\circ \text{ N}$, $\lambda_0 = 36,32^\circ \text{ E}$. Индикатором исследуемого возмущения является $\delta f_i(t)$ – квазигармоническая модуляция регистраций временной зависимости (полученной в ходе пролёта спутника) ионосферной составляющей доплеровского смещения частоты сигналов названных выше ИСЗ. Радиопросвечивание с применением упомянутых ИСЗ позволяет с интервалом 1,5 – 2 часа в течение 12 – 16 мин исследовать регулярные и возмущённые параметры пространственного распределения электронной концентрации ионосферы N над регионом в диапазоне широт $\sim 66 - 33^\circ \text{ N}$ (что соответствует протяжённости по поверхности Земли до $\sim 3,6$ тыс. км). Методики проведения измерений и обработки данных изложены в [2]. В настоящей работе на основе анализа экспериментальных данных, полученных за более чем 23-летний период, решения обратных задач и проведения численных экспериментов изучена широтная и временная динамика пространственных горизонтальных периодов L , углов наклона фронта ξ в вертикальной плоскости, установлены значения эффективной толщины $2H$, высоты z_n расположения слоя обнаружения ПИВ, минимума масштаба L . В статье также исследуется вопрос о том, в каком направлении над РФО чаще всего перемещаются ПИВ естественного происхождения и приближённое значение широты их источника.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Появляемость ПИВ. В наших измерениях аппаратурная погрешность регистраций $\delta f_i(t)$ составляла $\delta f = 0,005$ Гц. Столь высокая точность регистраций и большой массив данных, накопленный за два цикла солнечной активности, позволили, на наш взгляд, выявить ошибочность заключений других исследователей, проводивших эксперименты с использованием таких же или практически таких же низкоорбитных навигационных ИСЗ серии *Transit*, *NNSS (USA)*, однако с недостаточной точностью измерений. Согласно нашим результатам общепринятое в настоящее время заключение о наличии широтной, сезонной и суточной зависимостей в появляемости среднемасштабных (СМ) ПИВ не соответствует действительности. В частности, в [3, 4] утверждается, что в ночное время СМ ПИВ наблюдаются значительно реже, а летом имеется минимум в их появляемости. Выполненный нами анализ данных, приведенных в упомянутых работах, свидетельствует: выводы авторов обусловлены *только* недостаточной аппаратурной точностью измерений, в результате чего существовал порог значений максимума электронной концентрации N_m , ниже которого невозможно проводить исследования регулярных и возмущённых параметров ионизации. Следует отметить, что в [3] такое предположение авторами высказывалось, однако этот эффект по их мнению влиял лишь на амплитуду обнаруженных зависимостей и не сказывался на их достоверности.

Наша приёмо-региструющая аппаратура позволяла осуществлять диагностику ионосферы круглосуточно во все сезоны года, при всех уровнях солнечной и геомагнитной активности. Согласно анализу экспериментальных данных оказалось, что появляемость ПИВ *не зависит* от времени суток, практически одинакова зимой, летом и в равноденствие, в среднем составляла 87% и при этом возрастала от $\sim 50\%$ в 1987 г. до $\sim 98\%$ в 2010 г. Последний вывод объясняет разброс значений этой величины, приведенных в исследованиях разных лет в течение 60-летнего периода. Вместе с тем, нами подтверждается заключение многих исследователей о том, что появляемость СМ ПИВ не зависит от магнитной активности (от Kp -индекса). Кроме того, нам удалось прояснить вопрос о широтной

зависимости появляемости и причинах, по которым СМ ПИВ одновременно обнаруживаются как на северных, так и на южных ветвях регистраций $\delta f_i(t)$. Подробные результаты этих исследований приводятся в следующем разделе.

Наш анализ основан на ~ 1500 регистрациях $\delta f_i(t)$, полученных в течение непрерывных циклов круглосуточных наблюдений длительностью от 3 до 11 суток, выполненных во все сезоны года при различных уровнях геомагнитной и солнечной активности. По этим данным удалось развить общий подход к ПИВ всех масштабов, построить единую их полуэмпирическую модель, описывающую зарождение и распространение как естественных, так и антропогенных возмущений. В настоящей работе в основном освещаются лишь вопросы, относящиеся к толщине слоя наблюдения и наклону фронта СМ ПИВ в вертикальной плоскости. Перед изложением упомянутой части исследований вначале кратко остановимся на существующих взглядах на природу ПИВ.

Механизмы распространения ПИВ. В настоящее время имеются две *гипотезы* механизма зарождения и распространения АГВ-ПИВ. Согласно **первой** из них (см. напр., [5]) инициирующее возмущение находится на высоте $z_0 \sim 40 - 120$ км над поверхностью Земли (см. рис. 1). Лучи АГВ падают на поверхность под разными углами, отражаются от неё и устремляются к ионосферным высотам. С увеличением расстояния точки отражения (скачка) от местоположения исходного возмущения возрастает угол, образованный лучом АГВ и поверхностью Земли (при падении и отражении). В обсуждаемом механизме отмеченное обстоятельство является основной, однако не единственной, причиной возрастания угла наклона фронта ПИВ в вертикальной плоскости при увеличении расстояния R от места наблюдения ПИВ до его источника.

Возмущения *практически всегда* наблюдаются в окрестностях z_m максимума N_m электронной концентрации F2-области ионосферы. Однако при помощи вертикального зондирования (ВЗ) зарегистрированы отдельные события, когда СМ ПИВ при небольших значениях R проявляются в

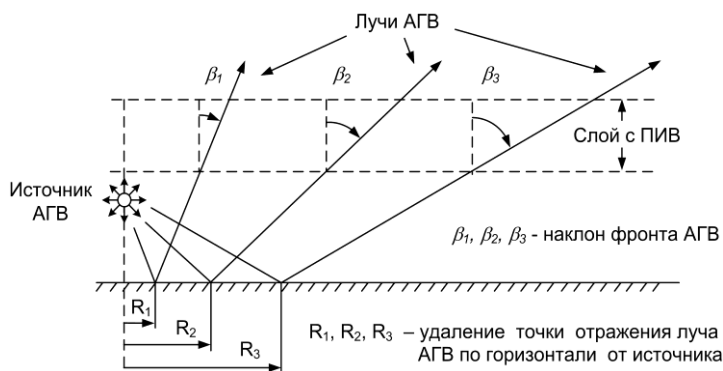


Рис. 1. Иллюстрация увеличения угла наклона лучей АГВ с ростом удаления точки их отражения от места расположения источника

после прохождения АГВ в течение от одного до нескольких часов. Сферический высотный слой наблюдения большинства ПИВ обусловлен временем жизни возмущений: в области F2 он составляет более 10 часов (что является надёжно установленным фактом: см., напр., [2]), а ниже 150–200 км – всего лишь ~ 20 минут [5]. При возрастании R пространственный горизонтальный период ПИВ увеличивается по линейному закону. Рассмотренный механизм распространения ПИВ ниже будем называть скачковым механизмом.

По **второй** гипотезе (см. напр., [7]) итоговое инициирующее возмущение находится на высоте z_m , волна распространяется *вдоль* поверхности Земли в сферическом волноводе, обусловленном высотным распределением температуры атмосферы; по всему пути распространения наклон фронта волны в вертикальной плоскости не изменяется, близок к местной вертикали; пространственный горизонтальный период ПИВ также не изменяется в ходе их перемещения вдоль продольной оси волновода. Этот механизм распространения ПИВ далее именуется волноводным механизмом.

Из анализа данных, приведенных в литературе за более чем 60-летний период, и наших многолетних измерений **мы установили**, что подавляющее число АГВ (искусственного и естественного происхождения) имеет *единый* механизм возбуждения и распространения. Выдвигаемая нами гипотеза ПИВ *частично* включает в себя *обе* кратко изложенные выше гипотезы (волноводный и скачковый механизмы). При этом в предлагаемой гипотезе осуществляется *общий* подход к ПИВ *всех* масштабов: нет

в спорадическом слое Es (см., напр., [6]). В этих редких случаях, скорее всего, источник возмущений располагался между слоями F2 и Es ($\sim 150 - 200$ км), а станция ВЗ находилась до точки скачка (между источником и точкой скачка), поэтому возмущающий ионосферу луч АГВ, распространяясь к поверхности Земли, пересекал слой Es ($\sim 100 - 110$ км), расположенный над станцией ВЗ. Возможен и второй вариант сценария этого события, при котором ионизонд находился лишь в сотнях километров за точкой скачка, поэтому луч АГВ, отразившись от Земли, пересекал слой Es над ионизондом, пересечение слоя F2 происходило далее от источника, вне «видимости» вертикального ионизонда.

Такие возмущения могут наблюдаться

искусственного разбиения на крупномасштабные и среднемасштабные АГВ-ПИВ. Однако далее, для удобства и ясности изложения, мы всё же будем использовать термины СМ и КМ (крупномасштабные). Изложим лишь те **элементы гипотезы**, которые относятся только к параметрам L , H и ξ .

После иницирующего воздействия (природа его естественного происхождения в настоящей статье не затрагивается) распространяются КМ ПИВ, с резко уменьшающимся с течением времени Δt (отсчитываемого от момента возбуждения) периодом L . Максимальные значения L , которые удаётся определить на ИП при его удалении от источника возбуждения ПИВ $R_{III} \sim 1000$ км и $\Delta t \sim 22$ мин составляют $L = 3\text{--}3,5$ тыс. км. Ранее указанного времени пространственные горизонтальные периоды ПИВ в десятки раз больше. Однако измерить их применяемым нами средством диагностики возмущений весьма затруднительно. Спустя время, при $\Delta t \sim 100$ мин, минимальный период L в КМ ПИВ (при $R \sim 1000$ км) становится равным около 800 км. Значения L в выбранный момент времени линейно возрастают с увеличением R . Так при $R \approx 1000$ км $L \approx 800$ км, а при $R \approx 3000$ км $L \approx 2400$ км. Для выбранного R величина L и скорость каждого последующего возмущения вначале (в ходе первых двух квазипериодов цуга ПИВ) резко уменьшаются. Скорость изменяется от ~ 3 до $0,3 - 0,25$ км/с. Эффективная толщина атмосферного сферического волновода составляет $2H \approx 160$ км, а высота расположения его продольной оси $z_n \approx z_m$. Отметим, что скорость ПИВ всех масштабов при выбранном R пропорциональна L . Согласно нашим экспериментальным данным КМ ПИВ наблюдается в основном ночью ($\sim 70\%$) и утром ($\sim 30\%$) в $\sim 24\%$ наших регистраций $\mathcal{J}_i(t)$ с проявлениями на них ПИВ обоих видов.

После прохождения КМ АГВ волноводным механизмом, за ними следуют СМ АГВ, распространяющиеся скачковым способом со скоростью, изменяющейся от $0,25$ до $0,005 - 0,01$ км/с. Скачковый механизм реализуется в $\sim 76\%$ регистраций $\mathcal{J}_i(t)$ с ПИВ-возмущениями. В настоящей работе наиболее подробно будут рассмотрены только СМ ПИВ. Протяжённость региона, ионосфера над которым определяет вид зависимости $\mathcal{J}_i(t)$, далее будем характеризовать «трассой z_m » – проекцией на поверхность Земли линии, состоящей из точек пересечения радиолуча «ИСЗ – ИП» со сферической поверхностью радиусом $R_E + z_m$. Здесь R_E – средний радиус Земли, а z_m (изменяется вдоль пролёта ИСЗ) вычисляется по глобальной модели пространственно-временного распределения электронной концентрации N ионосферы после её адаптации по методике, изложенной в [2].

В АГВ *всех* масштабов в окрестности их возбуждения (и при выбранном R) L уменьшается с течением времени после начала иницирующего возмущения, однако, в ходе их распространения, с возрастанием R , происходит линейный рост L . Выше упоминался пример пространственной динамики L в КМ АГВ. В СМ АГВ при $R \sim 2\text{--}2,5$ тыс. км ($\varphi = 60^\circ\text{N}$) $L = 280$ км, а при $R \sim 5,3$ тыс. км ($\varphi = 35^\circ\text{N}$) $L = 560$ км. При разных Δt приведенные значения L изменяются: могут быть больше и меньше указанных. В СМ ПИВ (экспериментально и теоретически) чётко прослеживается и приблизительно линейное увеличение амплитуды возмущения с ростом R (это согласуется также с расчётами, выполненными например, в [5]). Эффективная толщина слоя с обнаруженными СМ ПИВ обычно составляет около 50 км.

Наклон фронта ПИВ. Фронт АГВ-ПИВ в вертикальной плоскости имеет наклон в сторону своего распространения при *любом* механизме: волноводном либо скачковом. Только в последнем случае этот наклон значительно больше (см. ниже). Выше отмечалось, как геометрия эксперимента в скачковом способе распространения приводит к увеличению наклона АГВ-луча при удалении его точки отражения от

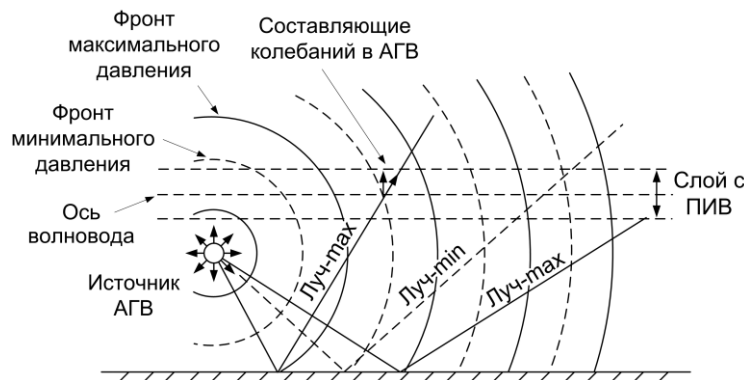


Рис. 2. Упрощенная иллюстрация лучей АГВ

действием силы гравитации в стратифицированной атмосфере (возвращающими силами являются сила выталкивания при всплывании и сила тяжести при погружении).

В волноводном механизме АГВ является продольно-поперечной: колебания вдоль направления распространения (вдоль продольной оси волновода) происходят как в звуковой волне, а колебания вдоль

источника возмущения (см. рис. 1). Переход от АГВ-волны к АГВ-лучам использован лишь для ясности интерпретации. На рис. 2 поясняется, как (в заданный момент времени распространения цуга АГВ) минимумы и максимумы возмущения давления воздуха в волне после её отражения от поверхности можно интерпретировать АГВ-лучами. Вдоль наклонного АГВ-луча распространяющаяся АГВ является продольно-вертикальной волной. Вдоль распространения волны (вдоль луча) колебания происходят почти также, как в акустической (звуковой) волне, а вертикальные колебания обусловлены

местной вертикали – как в гравитационной волне. Наклон фронта в этом механизме распространения возмущения определяется разностью фазовых скоростей АГВ на высотных границах волновода: на верхней границе волновода скорость больше, чем на его нижней границе. Упомянутые скорости АГВ зависят от скорости звука на высотных границах сферического волновода (напоминаем: они разнятся на ~160 км). Как известно, у земной поверхности и на высоте около 100 км скорость звука составляет ~0,34 км/с, а на высотах 300 – 400 км – лежит в диапазоне ~0,9 – 1 км/с [8], поэтому различие скоростей звука на границах волновода может составлять около 0,2 км/с (что зависит, конечно, от адекватности использованной модели). В результате упомянутой причины наклон фронта волноводной АГВ (также как и скачковой) увеличивается при удалении от источника. Это наблюдается вследствие того, что в ходе распространения происходит увеличение разности фазовых путей, проходимых АГВ на верхней и нижней границе волновода. Подобный механизм увеличения ξ аналогичным образом также «работает» и при скачковом способе распространения АГВ. Однако его вклад («доворот» ξ) в итоговый наклон фронта невелик, поскольку высотная разность верхней и нижней границ АГВ-луча значительно меньше, чем высотных границ волновода КМ ПИВ.

На рис. 3 приведены зависимости $\xi(R)$ для обоих механизмов распространения АГВ. Для получения

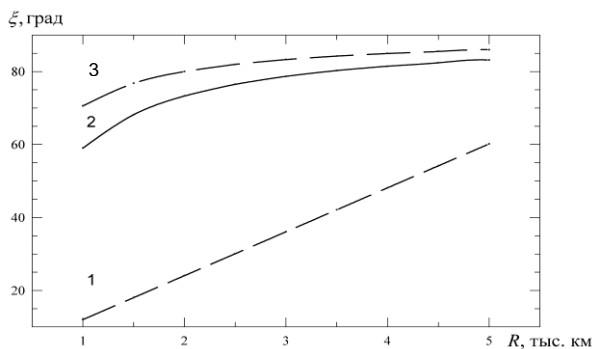


Рис. 3. Динамика $\xi(R)$ в двух механизмах распространения ПИВ.

1 – волноводный механизм, 2 – скачковый механизм, $z_0=300$ км

3 – скачковый механизм, $z_0=50$ км

$\xi(R)$ в волноводном способе распространения (кривая 1) использована линейная экстраполяция (от 1,65 до 5 тыс. км) результатов расчёта контуров постоянного возмущения горизонтальной скорости в АГВ, приведенных в работе [9]. В этой работе с использованием численного алгоритма решения уравнений гидродинамики учитывались влияние турбулентной вязкости и ионное торможение (наиболее существенные, по мнению авторов, источники диссипации энергии АГВ). При расчётах $\xi(R)$ в скачковом механизме не учитывалась рефракция, принималась во внимание сферичность поверхности Земли, полагалось, что наблюдение ПИВ производится на высоте $z_m = 300$ км, а источник возмущения находится на высотах $z_0 = 300$ км (кривая 2) и $z_0 = 50$ км (кривая 3). Величина R отсчитывалась на высоте $z_m = 300$ км от источника возмущения. Расчёт кривых 2 и 3 осуществлялся с

использованием зависимости, вытекающей из геометрии скачкового механизма распространения ПИВ:

$$\xi = \arctg(R/(z_m + z_0(R_E + z_m/(R_E + z_0)))),$$

где все обозначения введены выше.

При $R = 2,5$ тыс. км отношение углов ξ в скачковом и волноводном механизмах равно 2,5 для $z_0 = 300$ и 2,7 для $z_0 = 50$ км. На удалениях от источника $R = 5$ тыс. км для обоих выбранных значений z_0 это отношение уменьшается до ~1,4. В этих оценках пренебрегался упомянутый выше дополнительный поворот фронта СМ АГВ. В скачковом механизме в диапазоне $R = 2,5 - 5$ тыс. км (приблизительно соответствует северным и южным границам трассы z_m для большинства регистраций $\mathcal{J}_i(t)$, полученных на РФО) значение ξ изменяется лишь на ~6,7 и 4° (что составляет лишь 8,2 и 4,7%) соответственно при $z_0 = 300$ и 50 км. Значение ξ определяется по регистрациям $\mathcal{J}_i(t)$ с привлечением модельных расчётов, результаты которых приведены в следующем разделе.

На рис. 4а иллюстрируется механизм подавления влияния ПИВ на той части регистрации, где радиолуч «ИСЗ – ИП» пересекает две (или более) противофазные неоднородности электронной концентрации N . Неоднородности ПИВ наиболее сильно проявляются на зависимости $\mathcal{J}_i(t)$ в том случае, когда наклон радиолуча «ИСЗ – ИП» совпадает, либо близок наклону фронта ПИВ в вертикальной плоскости. Такая ситуация возникает в случае, когда ПИВ удаляется от ИП (см. рис. 4а). Этот эффект используется нами в качестве индикатора направления перемещения ПИВ (указывает на то, что ПИВ движутся с севера на юг либо наоборот), впервые на него обратили внимание в работе [3].

Эффект влияния ПИВ на регистрациях $\mathcal{J}_i(t)$ очень упрощенно, но наглядно можно пояснить с помощью «эффекта жалюзи» при наблюдении за движущимся точечным источником света (рис. 4б.). При перемещении источника света S слева направо наблюдатель O (в результате загромождения луча пластиной жалюзи J) вначале не видит источник света (положение источника 1), затем видит его периодически (положения 2, 3), и далее видит источник постоянно (положение 4). На картину видимости источника влияют геометрические размеры пластин жалюзи, расстояние между пластинами, их наклон по отношению к лучу света, а также прозрачность пластин. Вернемся теперь к ионосфере: пластины жалюзи

– это ионосферные периодические неоднородности, а прозрачность и геометрия пластин определяют степень влияния упомянутых возмущений на параметры сигнала ИСЗ, который распространяется через них.

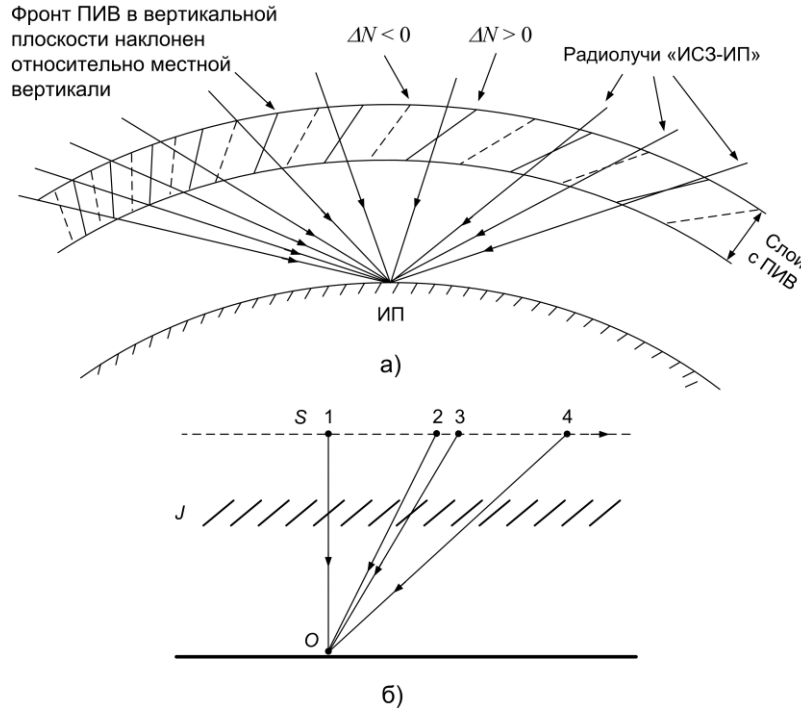


Рис. 4. Иллюстрация механизма изменения влияния ПИВ на регистрациях $\mathcal{F}_i(t)$

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Модель ПИВ. Анализ результатов многолетних измерений $\mathcal{F}_i(t)$ выполнен с использованием численных экспериментов, направленных на определение угла наклона фронта СМ ПИВ в вертикальной плоскости, толщины слоя обнаружения возмущений и изменения их амплитуды. В работах [10, 11] установлено, что высота расположения продольной оси упомянутого выше слоя со СМ ПИВ совпадает с z_m как в спокойных, так и в возмущённых ионосферных условиях (отслеживает все её временные изменения). Поэтому в использованной нами модели $z_n = z_m$. Такое допущение подтверждается (либо принимается) в подавляющем числе экспериментальных исследований ПИВ. Пространственная модель электронной концентрации с ПИВ полагается независимой от времени (обычно в течение 12–16 мин) в интервале пролёта ИСЗ над ИП (от радиовосхода до радиозахода), использована нами в таком виде $N = N_n [1 + A_{\Delta N} F(z) F_1(\varphi, \lambda)]$,

$$F(z) = \exp\left[-\frac{(z - z_n)^2}{H^2}\right], \quad F_1(\varphi, \lambda) = \sin[m_\varphi(\varphi - \Delta\varphi) + m_\lambda(\lambda + \Delta\lambda) + \Phi], \quad \Delta\varphi = -\frac{z - z_n}{R_E + z_n} \operatorname{tg} \xi,$$

$$m_\varphi = \frac{2\pi}{L}(R_E + z_n) \cos \alpha, \quad m_\lambda = \frac{2\pi}{L}(R_E + z_n) \sin \alpha, \quad \Delta\lambda = -\frac{z - z_n}{R_E + z_n} \operatorname{tg} \xi, \quad \xi = \xi_{50} - (\varphi - \varphi_0) k_\xi, \quad \varphi_0 = 50^\circ \text{N},$$

ξ_{50} – угол наклона фронта ПИВ при $\varphi = \varphi_0$, $A_{\Delta N} = A_{\Delta N 50} - (\varphi - \varphi_0) k_{A\Delta N}$, N_n – модельное пространственное распределение невозмущенных значений электронной концентрации ионосферы (полученное в результате адаптации глобальной модели N), $A_{\Delta N}$ – относительная амплитуда ПИВ, $A_{\Delta N 50}$ – относительная амплитуда ПИВ при $\varphi = \varphi_0$, $F(z)$ – определяет уменьшение величины максимального возмущения при удалении от высоты расположения центральной оси слоя с ПИВ, $F_1(\varphi, \lambda)$ – описывает фазу возмущения в зависимости от географических широты φ и долготы λ , Φ – начальный сдвиг фазы, α – азимут волнового вектора \vec{K} ПИВ в горизонтальной плоскости (угол между направлением на север и вектором \vec{K}). В последующих

вычислениях полагалось $\alpha = 0$. k_{AN} – коэффициент линейного изменения A_{AN} , k_ξ – коэффициент линейного изменения ξ , другие обозначения введены выше.

Условия и задачи численного эксперимента. В настоящее время нет единого мнения о значении H в СМ ПИВ. Например, в работах [12 – 14] $H = 40 – 60$ км. В экспериментальных исследованиях величина ξ изменялась в диапазоне $30 – 83^\circ$ (см., напр., [15 – 18]). Какими могут быть ξ при различных условиях оставалось неизвестным. Поэтому установим наиболее вероятные значения H и ξ по нашим наблюдениям. С этой целью рассчитаны модельные зависимости $\delta f_i(t)$ при различных L , H и ξ . Для сравнительного

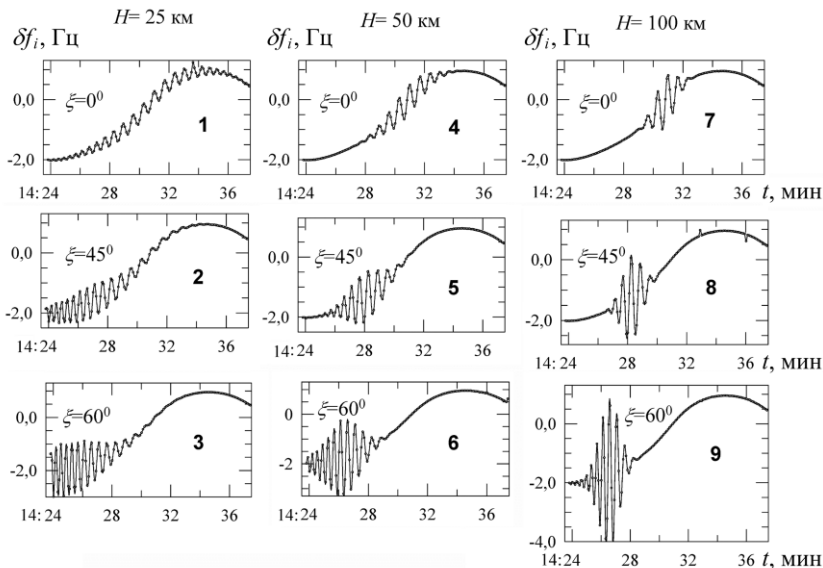


Рис. 5. Зависимости $\delta f_i(t)$ для $L = 100$ км

регулярного распределения N после ее корректировки по выбранной экспериментальной зависимости $\delta f_i(t)$, полученной 23.07.1999 в интервале 14:24 – 14:38 ДМВ (декретного московского времени) при зенитном угле на траверзе $\gamma_0 = 4,5^\circ$ и в диапазоне географических широт $\varphi = 37 – 61^\circ$ (ИСЗ А-101 перемещался с юга на север). Здесь и ниже используется только ДМВ. Для упомянутого интервала наблюдений оказалось, что солнечная активность (характеризуемая числом Вольфа) $W = 97$, магнитная активность $Kp = 3-$, над ИП (РФО) параметры высотного распределения $N(z)$: $z_m = 322$ км, $N_m = 7,2 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$.

Для указанных условий на рис. 5 – 8 приведены модельные зависимости $\delta f_i(t)$ при $A_{AN} = 0,06$, набора значений $H = 25, 50, 100$ км и $L = 100, 250, 450, 650$ км. На упомянутых (и всех последующих) зависимостях $\delta f_i(t)$ текущее время указывается в минутах часа, значение которого приведено лишь в начале зависимости (чтобы не загромождать рисунок).

Определение минимального пространственного горизонтального периода. Анализ всех наших регистраций $\delta f_i(t)$ с проявлениями на них ПИВ свидетельствует о том, что спектр пространственных масштабов L достаточно узок: обнаруживаются только ПИВ с $L > 100 – 150$ км. Это заключение, вытекающее из наших экспериментальных наблюдений, подтверждают и модельные расчеты $\delta f_i(t)$. На рис. 5 иллюстрируются результаты расчётов для $L = 100$ км. Возмущения таких видов мы *никогда* не наблюдали за весь период наших многолетних наблюдений. В публикациях наших коллег [3, 17 – 19], использовавших сигналы этих же или аналогичных систем ИСЗ, упомянутые виды регистраций также отсутствуют. При этом ИПы располагались в диапазоне $\Delta\varphi_{ИП} = 25,0 – 64,6^\circ \text{ N}$. Это свидетельствует о том, что ПИВ с $L \sim 100$ км в высоких, средних и низких широтах (в диапазоне $\sim 10 – 80^\circ \text{ N}$) *не наблюдаются*.

Определение направления скорости ПИВ. Отсутствие широтной зависимости в появляемости ПИВ. Численный эксперимент также показал: ПИВ с $L = 100–450$ км и $\xi \geq 45^\circ$ наиболее сильно могут проявляться лишь на *одной части* (в примерах – на левой, южной части) модельной зависимости $\delta f_i(t)$. Максимальная амплитуда проявлений ПИВ на $\delta f_i(t)$ наблюдается в случае, когда угол наклона радиолуча близок либо совпадает с углом наклона фронта ПИВ в вертикальной плоскости. Такой эффект «резонанса направлений» объясняется увеличением длины участка радиолуча, погружённого в слой с постоянной фазой возмущения N . При таких условиях радиолуч *последовательно* пересекает одну фазу возмущения N за другой. Эта ситуация реализуется только при удалении ПИВ от ИП. Поэтому экспериментальное обнаружение упомянутого эффекта однозначно указывает направление скорости ПИВ (для использованных нами ИСЗ – с севера на юг либо наоборот), свидетельствует о том, что, скорее всего, СМ

анализа использована характерная регистрация $\delta f_i(t)$, на которой квазигармонические СМ ПИВ проявляются только на одной из её ветвей (данные для этой регистрации приведены ниже). Такой вид зависимости, как отмечалось выше, соответствует скачковому механизму распространения СМ ПИВ. Расчетные кривые $\delta f_i(t)$ вначале получены для модели ПИВ с *неизменными* вдоль пролета ИСЗ (при изменении широты) величинами A_{AN} , L , H и ξ . Как показали модельные оценки, предположение о постоянстве ξ приблизительно выполняется при $R \sim 2 – 5$ тыс. км над регионом с протяжённостью трассы z_m в $\sim 2 – 3$ тыс. км (см. выше). В расчетах применяется глобальная модель

ПИВ *всегда* существуют не только над регионом их проявления на регистрации $\delta f_i(t)$, а над *всей* трассой z_m для выбранного пролёта ИСЗ. Видимо, и вне границ трассы z_m ПИВ также существуют. Это предположение подтверждается модельными и экспериментальными (см. ниже) зависимостями $\delta f_i(t)$ для небольших значений $\xi \sim 0 - 45^\circ$, когда надёжные проявления СМ ПИВ обнаруживаются как севернее, так и южнее ИП. Подавление влияния ПИВ на ветви $\delta f_i(t)$, которая соответствует приближению ПИВ к ИП, тем больше, чем больше ξ и H . Это происходит потому, что при таких условиях радиолуч пересекает, как правило, две (или более) противофазные неоднородности ПИВ (конечно пересечение происходит на

несколько отличающихся друг от друга высотах), что приводит к частичной либо полной компенсации возмущения на зависимости $\delta f_i(t)$ (см., напр., рис. 6, панели 1 – 4). Геометрия радиопросвечивания, поясняющая эффекты компенсации и проявления ПИВ иллюстрируется на рис. 4а. Столь детальное рассмотрение этого эффекта позволяет сделать окончательный вывод о том, что обнаруживаемая исследователями (см., напр., [3, 17 – 19]) широтная зависимость проявления СМ ПИВ является чисто аппаратным эффектом. Обнаружение СМ ПИВ при помощи спутникового радиопросвечивания лишь в интервале широт свидетельствует, что такие возмущения существуют, как минимум, вдоль *всей* трассы z_m . При этом значения $A_{\Delta N}$, L и ξ , конечно, могут изменяться вдоль пролёта ИСЗ. Законы изменения этих величин должна описывать разрабатываемая нами модель.

Определение эффективной толщины слоя с ПИВ. На рис. 6 зависимости $\delta f_i(t)$ вида 6 – 8 и 11 – 16, рассчитанные для $L = 250$ км, в экспериментах также не реализуются. Отсутствие видов регистраций $\delta f_i(t)$, которые были бы близкими упомянутой серии, свидетельствует, что при $L \sim 250$ км значение H *никогда* не может превышать и быть близким 100 км. В частности, одним из артефактов, эффектом, появляющимся в результате использования значений параметров модели, которые выходят за границы адекватных их значений, является уменьшение (а не наблюдаемое в эксперименте увеличение) амплитуды проявления ПИВ на расчётных зависимостях $\delta f_i(t)$ с приближением к радиовосходу или радиозаходу луча «ИСЗ – ИП».

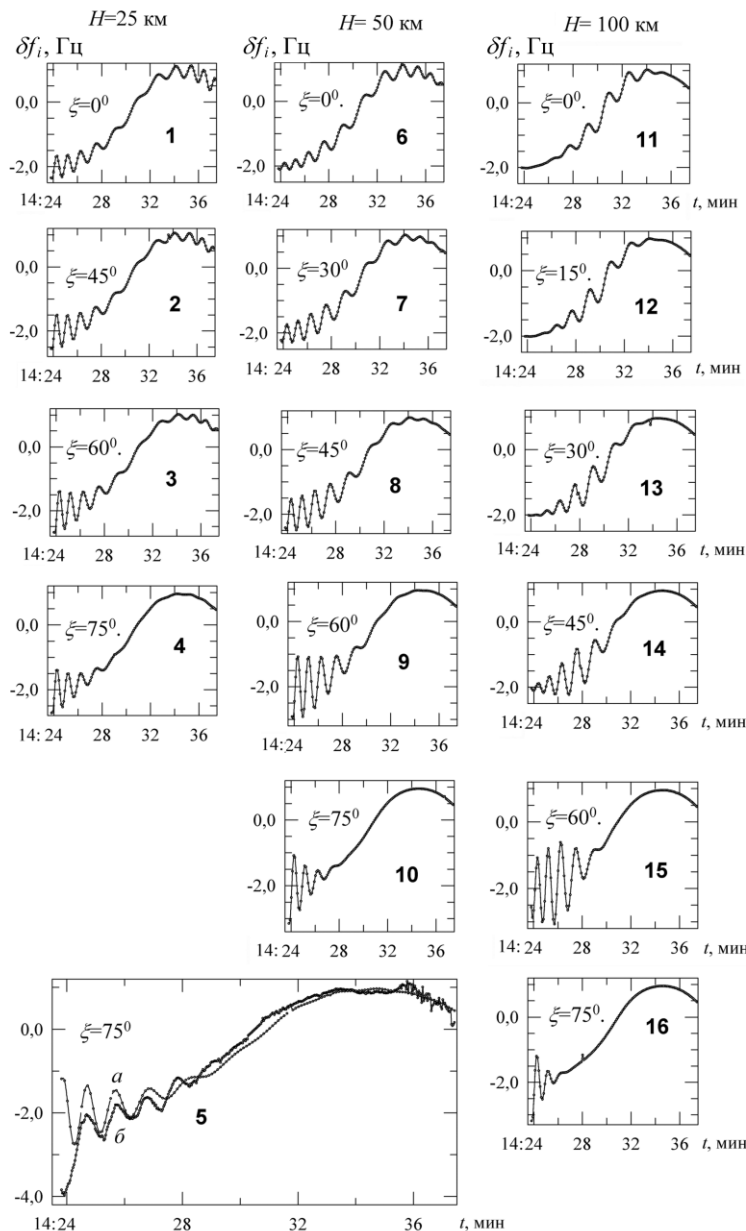
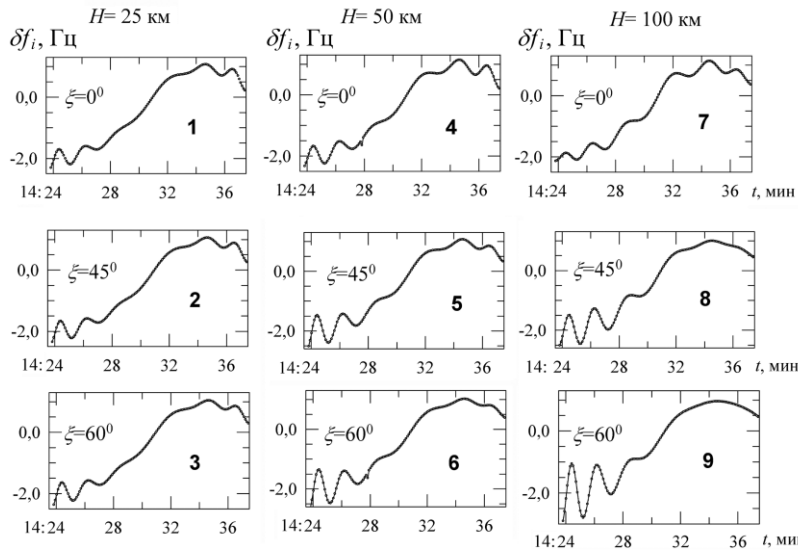


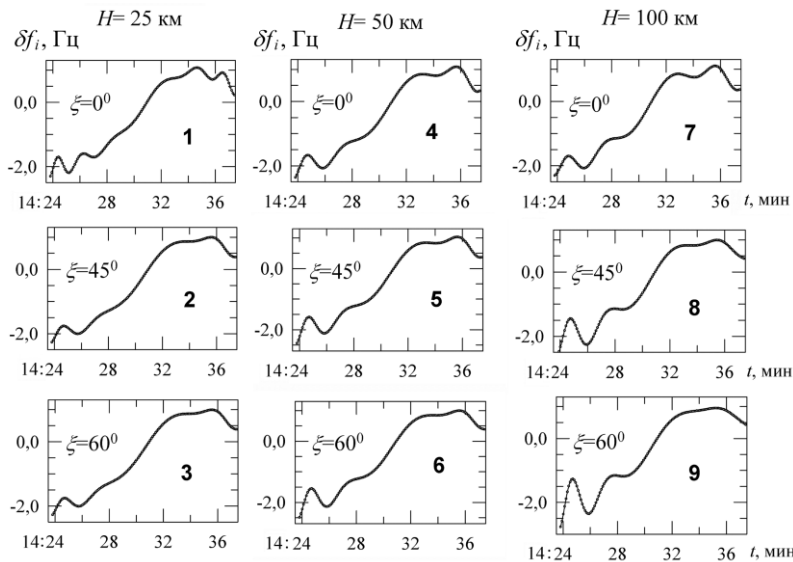
Рис. 6. Зависимости $\delta f_i(t)$ для $L = 250$ км.
 $A_{\Delta N} = 0,07$ для кривой a на панели 5,
 для всех других панелей $A_{\Delta N} = 0,06$.

Следует отметить, что иногда при $\xi > 45^\circ$ регистрации $\delta f_i(t)$ вида 9 и 10 наблюдаются. Однако, тот факт, что зависимости 6 – 8 в эксперименте не реализуются, а зависимости 2 – 4 обнаруживаются практически во всех циклах измерений (вид 1 наблюдается в тех относительно редких случаях, когда источник возбуждения ПИВ близок к ИП), приводит к следующему выводу. При $L \sim 250 - 350$ км и $\xi \sim 0 - 80^\circ$ полутолщина слоя обычно составляет $H \sim 25 - 30$ км, лишь в отдельных случаях при $\xi > 50^\circ$ значение

Рис. 7. Зависимости $\delta f_i(t)$ для $L = 450$ км

даже приблизительно (в разумных пределах) адекватное значение H . Однако можно предположить, что толщина слоя мало зависит (или вообще не зависит) от пространственного периода СМ ПИВ, поэтому в диапазоне $L \sim 150 - 800$ км обычно реализуется значение $2H \sim 50$ км.

Наклон фронта ПИВ. Выполненный нами модельный анализ свидетельствует, что эффект, обусловленный наклоном фронта СМ ПИВ, чётко проявляется для всех наблюдаемых в эксперименте значений $L \sim 150 - 800$ км. Поэтому наклон фронта и направление перемещения таких ПИВ всегда можно определить. В диапазоне $\xi = 0 - 30^\circ$ погрешность $\Delta\xi \sim \pm 5^\circ$, при $\xi = 50 - 80^\circ - \Delta\xi \sim \pm 2,5^\circ$. На рис. 6 (панель 5) показаны расчётная (кривая a) и экспериментальная (кривая b) зависимости $\delta f_i(t)$. Параметры,

Рис. 8. Зависимости $\delta f_i(t)$ для $L = 650$ км

относящиеся к экспериментальной зависимости, указаны выше, расчёт осуществлён для $H = 25$ км, $L = 250$ км, $A_{\Delta N} = 0,07$, $\xi = 75^\circ$. Подбор L производился по экспериментальной зависимости $\delta f_i(t)$ для цуга квазипериодических возмущений ПИВ, за исключением первого возмущения, для которого $L = 415$ км, а $A_{\Delta N} = 0,13$.

Самые первые возмущения цуга ПИВ (обычно, самые южные), как правило, всегда имеют наибольшие значения L и $A_{\Delta N}$. На выбранной регистрации $\delta f_i(t)$ весь цуг порождён одним и тем же источником, поэтому L и $A_{\Delta N}$ увеличиваются по линейному закону с ростом R (см. ниже). Для угла наклона $\xi = 75^\circ$ значение R (согласно кривым 2 и 3 на рис. 3) может находиться в диапазоне $R \sim 1,35 - 2,3$ тыс. км. Столь большой разброс значений обусловлен

полутолщины увеличивается до $H \sim 50$ км (возможная причина этого обсуждается ниже). Этот вывод основывается как на результатах, показанных на рис. 6, так и на других численных экспериментах, проведенных с несколько иными значениями H и ξ .

Для $L = 450$ км (см. рис. 7) можно также однозначно заключить, что зависимость вида 7, полученная при $H = 100$ км и $\xi \sim 0^\circ$, никогда не наблюдается. Однако для всех других панелей этого рисунка, а также при $L = 650$ км (см. рис. 8) для всех выбранных значений H и ξ геометрия радиопросвечивания такова, что артефакты не проявляются, поэтому по анализу численных экспериментов с такими параметрами не удаётся выявить

неопределённостью высоты расположения источника z_0 , которая при расчёте упомянутых зависимостей умышленно была выбрана близкой к экстремальным значениям.

Широтные зависимости L и $A_{\Delta N}$. На рис. 9 приведены зависимости $\delta f_i(t)$, зарегистрированные в околополуденное время, зимой и летом, для $\gamma_0 \approx 5 - 10^\circ$, при среднем уровне солнечной активности ($W = 52 - 97$) и среднем уровне магнитной возмущенности ($Kp = 3 - 5$) (см. панели $a - e$). Возмущения на них обусловлены АГВ со скачковым механизмом распространения, ИСЗ перемещался с юга на север, а СМ ПИВ – с севера на юг. На первых двух панелях угол наклона изменялся в диапазоне $\xi \sim 59 - 42^\circ$ (в

широтном интервале $\sim 37 - 60^\circ\text{N}$), а на последней панели – оставался постоянным $\xi = 75^\circ$ (в широтном интервале $\sim 37 - 60^\circ\text{N}$). Экспериментальные зависимости $L(\varphi)$ для упомянутых регистраций хорошо аппроксимируются

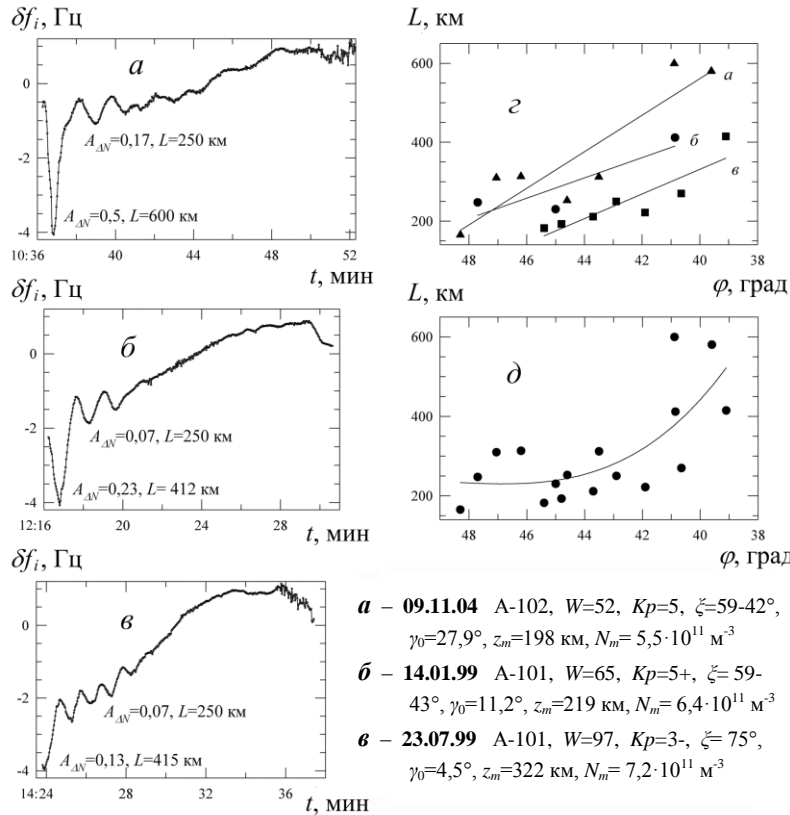


Рис. 9. Скачковый механизм распространения ПИВ

км). Указанные столь большие значения $A_{\Delta N}$ наблюдаются не менее, чем в $\sim 10\%$ случаев. Согласно данным томографических экспериментов [18], наблюдались близкие значения $A_{\Delta N} = 0,23 - 0,31$. Как видно из рис. 9, с уменьшением φ значения $A_{\Delta N}$ также, как и значения L , увеличиваются. Это является дополнительным подтверждением того, что в выбранных экспериментах источник возбуждения ПИВ находился в высоких широтах. Согласно оценкам, выполненным с использованием зависимостей, приведенных на рис. 3, $R \sim 1 - 2,3$ тыс. км, что для северной границы трассы z_m соответствует широтному диапазону источника $57 - 70^\circ\text{N}$.

Примеры регистраций $\delta f_i(t)$ (полученные в разное время суток) при очень низком уровне солнечной активности ($W = 0 - 19$) низком ($Kp = 0 - 3$) и высоком ($Kp = 7$) уровнях магнитной возмущенности и скачковом механизме распространения СМ ПИВ с малыми значениями $\xi = 15 - 62^\circ$ приведены на рис. 10. Здесь показаны экспериментальные (сплошные кривые) и расчётные зависимости $\delta f_i(t)$, вычисленные по модели N с постоянным (панели а, б) и отличающимися значениями L на северных и южных ветвях $\delta f_i(t)$ (панели в, г). Только на панели а значение $A_{\Delta N}$ не изменялось с широтой, на всех других панелях в диапазоне $\sim 57 - 37^\circ\text{N}$ наблюдался сильный линейный рост $A_{\Delta N}$ с коэффициентом $k_{A\Delta N} = 0,003 - 0,005$ град $^{-1}$. На регистрациях, приведенных на всех панелях, ИСЗ и возмущения перемещались с севера на юг. Как видно, значения L над разными частями трассы z_m (до и после ИП) могут быть постоянными (панели а, б), практически постоянными (панель г) и отличаться более, чем в два раза (панель в).

аппроксимируются (с коэффициентом корреляции $q \sim 0,8$) линейной регрессией (см. панель г), однако все экспериментальные значения (см. панель д) лучше описывает регрессия 3-го порядка ($q \sim 0,5$), см. также аналогичные результаты в [2, 10]).

Это происходит вследствие того, что на этих зависимостях использованы данные, полученные после разных событий естественного возбуждения АГВ, поэтому временная задержка после иницирующего возмущения и R могли существенно отличаться друг от друга в этих событиях. При этом возрастание L с уменьшением φ (на панели д и в работах [2, 10]), обнаружение ПИВ на южной ветви регистраций $\delta f_i(t)$ свидетельствуют о движении подавляющего числа возмущений с севера на юг. На панелях а – в приводятся максимальные значения $A_{\Delta N}$ (0,13 – 0,5) и L (412 – 600 км) и те, что применялись в модели N при определении ξ (для всех колебаний цуга, кроме первого). Значения последних величин существенно меньше: $A_{\Delta N}$ (0,07 – 0,22), $L = 250$

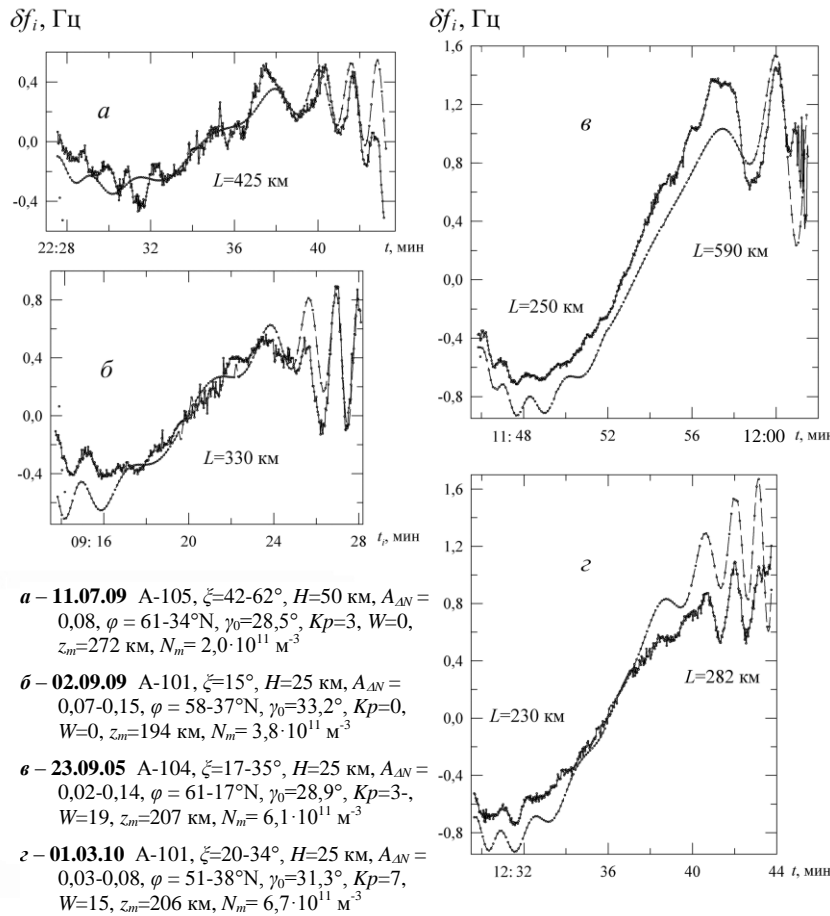


Рис. 10. Примеры скачкового механизма распространения ПИВ при малых значениях ξ

42 – 62°. Это говорит в пользу того, что $R \sim 1$ тыс. км, и радиопросвечивание могло быть выполнено не позднее 5 – 10 мин после прохождения СМ АГВ (со скоростью $\sim 0,2 - 0,25$ км/с). Как отмечалось выше, время релаксации возмущений на высотах E и нижней части F-областей ионосферы составляет около 20 мин, поэтому, если $\delta f_i(t)$ получена почти сразу после прохождения АГВ, то эффективная толщина слоя наблюдения ПИВ могла расширяться за счёт указанного интервала высот от обычного значения 50 до 100 км.

ВЫВОДЫ

Эффективная толщина сферического слоя, в котором обнаруживаются среднемасштабные перемещающиеся ионосферные возмущения, составляет около 50 км, продольная ось этого слоя находится на высоте основного максимума ионизации при всех состояниях солнечной активности и отслеживает все его суточные изменения. Для возмущений, порождённых одним и тем же источником, его пространственный горизонтальный масштаб линейно возрастает с уменьшением географической широты, его минимальное значение превышает ~ 150 км. Появляемость возмущений не зависела от времени суток и магнитной активности, одинакова зимой, летом и в равноденствие, в среднем составляет 87%, возрастала от $\sim 50\%$ в 1987 г. до $\sim 98\%$ в 2010 г. По временным регистрациям ионосферной составляющей доплеровского смещения частоты радиосигналов, излучаемых с борта низкоорбитальных навигационных ИСЗ, исследованы углы наклона фронта возмущений в вертикальной плоскости. Установлено, что в отдельных случаях эти углы увеличиваются от 20° для широт $63 - 60^\circ N$ до 75° для широт $40 - 39^\circ N$, однако чаще наблюдаются постоянные углы от 35 до 60° в диапазоне широт $\sim 65 - 37^\circ N$. Подавляющее число возмущений перемещается с севера на юг, расстояние до их источника изменяется, в ходе выборочных измерений широта источника находилась приблизительно в диапазоне $57 - 70^\circ N$.

Широта источника ПИВ.

В приведенных экспериментах столь незначительные значения ξ для скачкового механизма можно объяснить лишь небольшим (≤ 1 тыс. км) расстоянием до источников АГВ от северного конца трассы z_m . В этих случаях источник АГВ мог находиться в интервале широт $66 - 70^\circ N$. Регистрации получены в околополуденное, утреннее и околополуденное время, для приблизительно одинаковых значений $\gamma_0 \sim 30^\circ$. Данные на панелях а и в соответствуют летним условиям, а на панелях б и г – условиям равноденствия (получены осенью и весной). На панели а иллюстрируется редкий случай проявления СМ ПИВ с $H = 50$ км. Заметим, что в этом эксперименте A_{AN} не изменялась вдоль трассы z_m . Двукратное увеличение H мы объясняем следующими обстоятельствами. Зависимость $\delta f_i(t)$ зарегистрирована в околополуденное время (когда по нашим данным, как правило, и зарождается большинство ПИВ естественного происхождения), $L = 425$ км, $\xi =$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Munro G. H. Short-period changes in the F region of the ionosphere // *Nature*— 1948.— Vol. 162, No. 4127, P. 886-887.
2. Тырнов О. Ф., Федоренко Ю. П., Черногор Л. Ф. Исследование волновых возмущений электронной концентрации с помощью радиопросвечивания ионосферы когерентными сигналами навигационных спутников Земли // *Успехи современной радиоэлектроники*.—2005.— №1.— С. 36-80.
3. Evans J. V., Holt J. M., Wand R. H. A differential-Doppler study of traveling ionospheric disturbances from Millstone Hill // *Radio Sci.*— 1983.— Vol. 18, № 3.— P. 435-451.
4. Ogawa T., Igarashi K., Aikyo K., Maeno H. Satellite observation of medium-scale traveling ionospheric disturbance over Syowa station // *Proc. NIPR Symp. Upper Atmos. Phys.*— 1988.— Vol. 1.— P. 192-198.
5. Francis S. H. A theory of medium-scale traveling ionospheric disturbances // *J. Geophys. Res.*— 1974.— Vol. 79, № 34.— P. 5245-5260.
6. Blagoveshchenskaya N. F., Borisova T. D., Kornienko V. A., Moskvina I. V., Rietveld M. T., Frolov V. L., Uryadov V. P., Kagan L. M., Yampolski Yu. M., Galushko V. L., Koloskov A. V., Kasheev S. B., Zalozovski A. V., Vertogradov G. G., Vertogradov V. G., Kelley M. C. Probing of medium-scale traveling ionospheric disturbances using HF-induced scatter target // *Ann. Geophys.*— 2006.—Vol. 24.— P. 1-13.
7. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере.— М.: Мир, 1978. — 532 с.
8. Данилов А. Д., Казимировский Э. Я., Вергасова Г. В., Хачикян Г. Я. Метеорологические эффекты в ионосфере.—Л: Гидрометеиздат, 1987.— 271 с.
9. Куницын В. Е., Сураев С. Н., Ахмедов Р. Р. Моделирование распространения акустико-гравитационных волн в атмосфере для различных поверхностных источников // *Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия*.— 2007.— №2.— С. 59-63.
10. Федоренко Ю. П., Тырнов О. Ф., Федоренко В. Н. Оценки параметров ионосферных возмущений, полученные на основе радиопросвечивания ионосферы сигналами низкоорбитных ИСЗ // *Геомагнетизм и аэрономия*.—2010.— Т. 50, № 4.— С. 514-529.
11. Федоренко Ю. П., Федоренко В. Н., Лысенко В. Н. Экспериментальные параметры модели среднемасштабных перемещающихся ионосферных возмущений // *Геомагнетизм и аэрономия*.— 2011.— Т. 51, № 1.—С. 90-106.
12. Iyer K. N. Effect of traveling ionospheric disturbances on HF phase-path measurements // *Indian J. of Radio and Space Physics*.—1983.— Vol. 12.— P. 47-49.
13. Tedd B. L., Strangeways H. J., Jones T. B. The influence of large-scale TIDs on the bearings of geographically spaced HF transmissions // *J. Atmos. Terr. Phys.*—1984.— Vol. 46, № 2.—P. 109-117.
14. Senior A., Kosch M. J., Yeoman T. K., Rietveld M. T., McCreia I. W. Effects of high-latitude atmospheric gravity wave disturbances on artificial HF radar backscatter // *Ann. Geophysicae*.—2006.—Vol. 24.— P. 2347-2361.
15. Georges T. M. HF Doppler studies of traveling ionospheric disturbances // *J. Atmos. Terr. Phys.*— 1968.— Vol. 30.— P. 735-746.
16. Davies K., Jones J. E. Three-dimensional observations of traveling ionospheric disturbances // *J. Atmos. Terr. Phys.*— 1971.—Vol. 33.— P. 39-46.
17. Бирюков О. В., Саенко Ю. С., Шагимурагов И. И. Вариации параметров волновых структур в ионосфере по данным комплексного эксперимента за период SUNDIAL сентябрь—октябрь 1989 г. // *Геомагнетизм и аэрономия*.—1993.— Т. 33, № 1.— С. 37-44.
18. Шагимурагов И. И., Карпов И. В., Кшевецкий С. П., Ружин Ю. Я. Исследование структуры перемещающихся ионосферных возмущений на основе томографических экспериментов // *Геомагнетизм и аэрономия*.—2001.— Т. 41, № 3.— С. 394-399.
19. Cheng K., Huang Y-N. Ionospheric disturbances observed during the period of mount Pinatubo eruptions in June 1991 // *J. Geophys. Res.* 1992.— Vol. 97, №. A11.— P. 16995-17004.